

УДК 523.987-17

# ПЛОТНЫЕ И ХОЛОДНЫЕ ВОЛОКНА В СОЛНЕЧНОЙ КОРОНЕ

© 2024 А. А. Соловьев<sup>1\*</sup><sup>1</sup> Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, 196140 Россия

Поступила в редакцию 26 февраля 2024; после доработки 12 марта 2024; принята к публикации 23 марта 2024

Рассчитана структура солнечного коронального волокна с типичными для спокойных солнечных протуберанцев параметрами плазмы (концентрация частиц  $10^{10}$ – $10^{12}$  см<sup>-3</sup> и температура в наиболее холодной части от 4000 до 20 000 К), расположенного горизонтально в короне на высотах в несколько десятков тысяч километров. Волокно рассматривается как верхняя часть слабо изогнутой скрученной магнитной петли, ноги которой закреплены в фотосфере. Магнитное поле волокна — винтовое (жгутное). Для поддержания поперечного равновесия необходимо внешнее продольное поле. Присутствует также слабое поперечное магнитное поле, которое оказывает сильное влияние на распределение давления и плотности газа в волокне. Характерной особенностью модели, впервые воспроизведенной теоретически, является наличие разрежения (каверны) снаружи от волокна. Промоделирована тонкая волоконная структура протуберанца, состоящего из плотных и холодных волоконцев, погруженных в слабое однородное горизонтальное магнитное поле. Показано, что наблюдаемые вертикальные перемещения элементов плазмы в протуберанце, обычно трактуемые как проявления «термической конвекции» в его теле, могут быть обусловлены вертикальными механическими перемещениями отдельных магнитных волоконцев, составляющих тело протуберанца. Широкие (сдвиговые) движения плазмы на фотосфере могут изменить знак слабого поперечного поля и тем самым уменьшить плотность плазмы на оси волокна, то есть приблизить плотность электрического тока на его оси к тому критическому значению, при котором дрейфовая скорость электронов сравняется со скоростью ионного звука.

Ключевые слова: *методы: численные* — *Солнце: волокна, протуберанцы*

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Одними из наиболее заметных элементов солнечной короны являются плотные и достаточно темные на диске и яркие на лимбе (благодаря своей повышенной плотности) волокна — протуберанцы, которые обычно разделяют на спокойные и активные (или эруптивные). Время жизни первых доходит до нескольких оборотов Солнца, вторые или уходят в режим убегания почти сразу после своего появления, или какое-то (иногда длительное) время пребывают в спокойной фазе, не отличаясь от протуберанцев первого типа, а затем активизируются и превращаются в корональный выброс массы (КВМ) или рассасываются.

При теоретическом моделировании солнечных протуберанцев обычно рассматривается несколько задач, различных по своему физическому смыслу и математической постановке, согласно которым можно выделить работы разного плана:

1. Теоретические исследования, которые ставят целью понять, как в разреженной солнечной короне могут образовываться магнитные конфигурации, способные устойчиво удерживать в себе

плотную и тяжелую плазму. Подобные работы обычно носят сугубо умозрительный характер и сводятся к обсуждению схем такого магнитного пересоединения, которое, по мнению авторов, способно произвести подходящую магнитную конфигурацию. При этом ни сам процесс магнитного пересоединения, ни термодинамическая структура волокна, которое должно получиться в его результате, вообще не рассчитываются. Дело ограничивается изображениями геометрической формы силовых линий магнитного поля и правдоподобными рассуждениями. Примеры такого рода работ можно найти в монографии Priest (1982), в сборнике Ruždjak and Tandberg-Hanssen (1990), а также в работах Kuperus and Raadu (1974), Kuperus and Tandberg-Hanssen (1967), Anzer (1990) и др.

2. Работы, в которых решается теоретическая задача магнитной гидростатики по расчету термодинамических параметров равновесного коронального волокна, которые должны получаться максимально близкими к наблюдаемым (Low, 1975a, b; Lerche and Low, 1980a, b; Low and Zhang, 2004; Solov'ev, 2010; Solov'ev et al., 2016; Korolkova and Solov'ev, 2017, 2020 и др.).

\*E-mail: solov.a.a@mail.ru

3. Исследования, рассматривающие колебательные свойства волокон, а также проблемы перехода волокна из спокойного равновесного состояния в режим эрупции (Oliver and Ballester, 2002; Terradas et al., 2002, 2016; Oliver, 2009; Luna and Karpen, 2012 и др.).

Мы в данной работе сосредоточим свое внимание на второй задаче и коротко коснемся проблемы активизации и перемещения отдельных магнитных элементов в спокойных магнитных волокнах.

## 2. МАГНИТНАЯ ГИДРОСТАТИКА, ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ И ПРЕДЕЛЫ ПРИМЕНИМОСТИ

Рассмотрим магнитное волокно кругового сечения, расположенное горизонтально в равновесии в гидростатической солнечной атмосфере в присутствии однородного поля сил тяжести  $g$  и однородного горизонтального внешнего магнитного поля. Предполагаем трансляционную симметрию — инвариантность параметров по отношению к произвольным смещениям вдоль одной из координат (оси волокна). Пусть это будет ось  $z$  в декартовой системе координат,  $x$ -ось направим поперек волокна, а ось  $y$  — вертикально вверх (рис. 1). Расстояния по оси  $y$  будем отсчитывать вверх от поверхности фотосферы ( $y = 0$ ), а высоту оси симметрии волокна над фотосферой обозначим как  $y_0$ . Сила гравитации будет равна:  $\mathbf{F}_{\text{grav}} = \rho g = -\rho g e_z$ , где  $\rho$  — плотность газа. Уравнения магнитной гидростатики примут вид:

$$(4\pi)^{-1} [(\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B}] - \nabla P - \rho g e_y = 0 \quad (1)$$

$$\text{div } \mathbf{B} = 0 \quad (2)$$

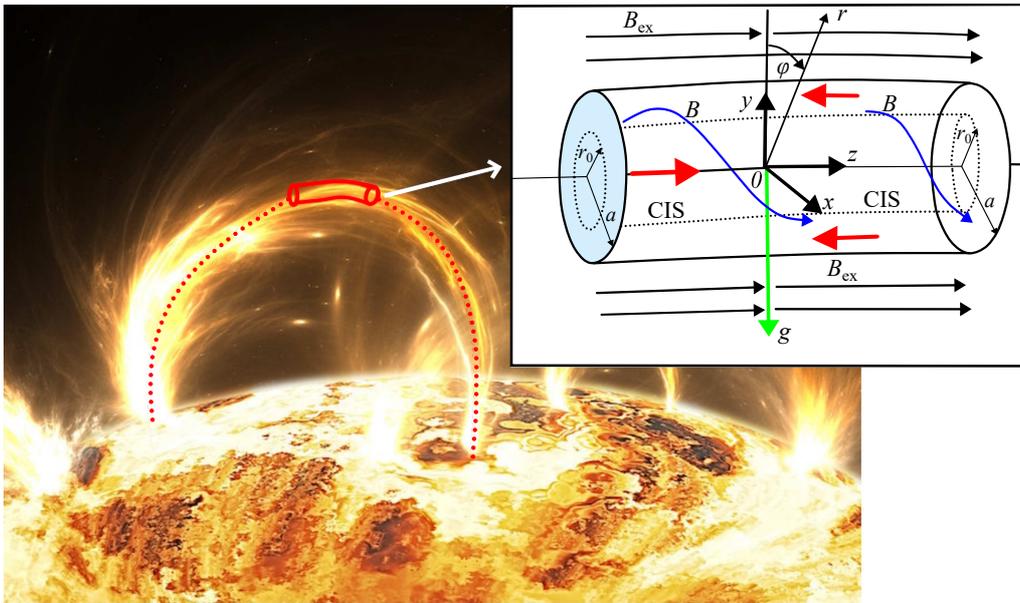
$$P = \rho R T \mu^{-1}. \quad (3)$$

Обозначения здесь традиционны:  $\mathbf{B}$  — магнитное поле,  $P$  и  $T$  — давление и температура газа соответственно,  $\mu$  — средняя молярная масса частиц газа. Уравнение (1) определяет баланс сил в системе, уравнение (2) задает соленоидальный характер магнитного поля и (3) есть уравнение состояния идеального газа. Система (1)–(3) является неполной: в ней отсутствует уравнение переноса энергии, которое в солнечной атмосфере имеет сложный и во многих отношениях неизвестный характер (Low, 1975a; Solov'ev and Kirichek, 2019; Solov'ev, 2022). При составлении теплового баланса протуберанца необходимо учесть лучистый перенос не только в континууме, но и в линиях (для конфигурации, представляющей из себя смесь неоднородных по сечению тонких волокон, эта проблема представляется на сегодня неразрешимой). Нужно принять во внимание не только продольную, но и поперечную проводимость плазмы, волновой нагрев и

охлаждение (поглощение, отражение и рассеяние акустических и различных МГД-волн). В холодной части волокна следует учесть и джоулев нагрев плазмы электрическими токами в тонких магнитных элементах.

Наш подход состоит в том, что для устойчиво существующего, долгоживущего образования (солнечного пятна, поры, факела, корональной дыры, протуберанца и т.п.) мы находим стационарное распределение давления, плотности, температуры и течений плазмы, соответствующие той структуре магнитного поля, которую мы сами задаем предварительно, исходя из имеющихся у нас наблюдательных данных о магнитной структуре моделируемого объекта (Solov'ev and Kirichek, 2019, 2021; Solov'ev, 2022). Если полученные таким образом термодинамические параметры объекта достаточно хорошо соответствуют его наблюдаемым свойствам, мы заключаем, что принятая нами его магнитная структура и рассчитанные именно для нее равновесные параметры достаточно правильно отражают физическую природу изучаемого образования. При этом условия переноса тепла в этом объекте (которые мы не умеем рассчитывать), очевидно, таковы, что они не нарушают заметно полученного равновесного состояния. В противном случае вся построенная конфигурация плазмы и поля была бы разрушена в течение нескольких минут, чего на самом деле не происходит.

Здесь следует особо подчеркнуть, что магнитная гидростатика не описывает только одно какое-то искусственно выделенное и зафиксированное равновесие. Оставаясь в рамках магнитной гидростатики, мы можем описывать не только статическое равновесие, но и временную эволюцию магнитоплазменной системы. Любой развивающийся во времени процесс можно представить уравнениями (1)–(3), если при этом скорость изменения параметров системы будет заметно меньше альвеновской ( $V_A = \mathbf{B}(4\pi\rho)^{-1/2}$ ), с которой в магнитной системе устанавливается равновесие. Такие процессы, как и в классической термодинамике, называются квазистатическими. В этом процессе система при плавном изменении ее параметров проходит непрерывную последовательность равновесных состояний, каждое из которых подчиняется уравнениям (1)–(3). Квазистатические процессы описывают очень широкий круг явлений солнечной активности: всплытие новых магнитных потоков, образование пятен, факелов, формирование активных областей, корональных дыр и др. Квазистатичность процесса позволяет, например, плавно изменять параметры магнитного волокна, подвести его к предвспышечному состоянию. Разумеется, когда в действие вступают быстрые процессы вспышечного энерговыделения, следует опираться не только



**Рис. 1.** Показано типичное корональное волокно (магнитный жгут) как часть большого волокна-протуберанца, имеющего форму слабо искривленной магнитной петли, концы которой закреплены в фотосфере. Изображение верхней части волокна в виде прямого магнитного цилиндра (скрученного жгута) вынесено вправо вверх для описания его внутренней структуры. В силу экранированности электрического тока в каждом магнитном жгуте существует поверхность радиуса  $r_0$ , на которой ток меняет знак (CIS — current inversion surface);  $a$  — радиус сечения жгута, на котором  $B_\varphi \rightarrow 0$ ,  $B_z \rightarrow B_{z,\text{ex}}$ .

на магнитостатику, но и переходить к кинетическому описанию плазмы и привлекать уравнение индукции, которое содержит время в явном виде.

Магнитное поле отдельного волокна удобно описывать так называемой функцией потока

$$A(x, y) = \int_0^x B_y(x, y) dx. \quad (4)$$

При этом компоненты магнитного поля задаются производными

$$B_y = \frac{\partial A}{\partial x}, \quad B_x = -\frac{\partial A}{\partial y}, \quad (5)$$

и тогда условие соленоидальности (2) выполняется автоматически. Функция потока сохраняется вдоль магнитной силовой линии, поэтому геометрическая форма магнитных силовых линий на плоскости  $(x, y)$  описывается условием:  $A = \text{const}$ . Использование функции потока позволяет свести уравнения магнитной гидростатики к следующей системе уравнений (Low, 1975a; b; Priest, 1982; Solov'ev, 2010; 2022; Solov'ev and Kirichek, 2019; 2021):

$$\Delta A = -\frac{1}{2} \frac{\partial B_z^2(A)}{\partial A} - 4\pi \frac{\partial P(A, y)}{\partial A}, \quad (6)$$

$$\rho(x, y) = -\frac{1}{g(y)} \frac{\partial P(A, y)}{\partial y}, \quad (7)$$

$$T(x, y) = \frac{\mu P(x, y)}{R \rho(x, y)}. \quad (8)$$

Уравнение равновесия (6) удобнее представить в интегральной форме. Будем интегрировать это уравнение, фиксируя координату  $y$ , по переменной  $A$  от точки  $x^*$ , расположенной далеко от оси системы, до некоторой произвольно выбранной точки внутри волокна. При таком подходе

$$dA = \frac{\partial A}{\partial x} dx + \frac{\partial A}{\partial y} dy = \frac{\partial A}{\partial x} dx,$$

то есть интегрирование, по сути, сводится к интегрированию по  $x$ , и это приводит к следующей сложной зависимости давления от потоковой функции и продольного магнитного поля:

$$P(x, y) = P_{\text{ex}}(y) + \frac{B_{z,\text{ex}}^2 - B_z^2(A)}{8\pi} - \frac{1}{8\pi} \left[ \left( \frac{\partial A}{\partial x} \right)^2 + 2 \int \frac{\partial^2 A}{\partial y^2} \frac{\partial A}{\partial x} dx \right]. \quad (9)$$

Здесь  $P_{\text{ex}}(y)$  — гидростатическое давление газа в солнечной атмосфере. Его значение можно взять из модели атмосферы Avrett and Loeser (2008).  $B_{z,\text{ex}} = B_z(x^*)$  — продольное магнитное поле вне волокна. Для того чтобы вычислить плотность газа, мы должны, согласно (7), найти давление как

функцию переменных  $A$  и  $y$ , тогда, следуя работе Solov'ev (2010), получим:

$$\rho(x, y) = \rho_{\text{ex}}(y) + \frac{1}{8\pi g} \left[ \frac{\partial}{\partial y} \left( \left( \frac{\partial A}{\partial x} \right)^2 + 2 \int \frac{\partial^2 A \partial A}{\partial y^2 \partial x} dx \right) - 2 \frac{\partial A}{\partial y} \Delta A \right]. \quad (10)$$

Здесь  $\rho_{\text{ex}}$  — плотность газа во внешней среде,  $\Delta$  — оператор Лапласа. Уравнение равновесия (9) содержит в себе три неизвестных функции: потоковую  $A(x, y)$ , газовое давление  $P(x, y)$  и продольное магнитное поле  $B_z(A)$ , которое по условию трансляционной симметрии зависит только от  $A$ . Наш подход, как уже отмечалось выше, состоит в том, чтобы потоковую функцию  $A$  рассматривать как известную, заданную из имеющихся у нас априорных представлений о структуре магнитного поля волокна. Но и тогда остается еще одна неизвестная функция  $B_z(A)$ . Для того чтобы удовлетворить жесткому требованию зависимости ее только от одной функции  $A$ , можно принять простейшую гипотезу:  $B_z^2(A) = \text{const} = B_{z,\text{ex}}^2$ . Тогда

$$\begin{aligned} P(x, y) &= P_{\text{ex}}(y) - \frac{1}{8\pi} \left[ \left( \frac{\partial A}{\partial x} \right)^2 + 2 \int \frac{\partial^2 A \partial A}{\partial y^2 \partial x} dx \right] \\ &= P_{\text{ex}} + \frac{B_0^2}{8\pi} R(x, y), \end{aligned} \quad (11)$$

и в этом случае задания одной только потоковой функции оказывается достаточно для расчета термодинамической структуры волокна по формулам (11), (10) и (8).

### 3. МАГНИТНАЯ СТРУКТУРА ВОЛОКНА

Определим потоковую функцию магнитного волокна в том же виде, что и в нашей работе Solov'ev (2022):

$$A(x, y) = \frac{B_0}{2kn} \frac{1}{[1 + k^2 x^2 + k^2 (y - y_0)^2]^n} - B_0 b y. \quad (12)$$

Здесь  $B_0$  — мера напряженности магнитного поля,  $k$  — обратный масштаб,  $b$  — малый параметр, задающий величину поперечного (по оси  $x$ ) магнитного поля волокна, а положительный параметр  $n$  служит для корректировки внутренней магнитной структуры жгута.

Составляющие поля имеют вид:

$$\begin{aligned} B_y &= \frac{\partial A}{\partial x} = \frac{-B_0 k x}{[1 + k^2 x^2 + k^2 (y - y_0)^2]^{n+1}}, \\ B_x &= -\frac{\partial A}{\partial y} = \frac{B_0 k (y - y_0)}{[1 + k^2 x^2 + k^2 (y - y_0)^2]^{n+1}} + b B_0. \end{aligned} \quad (13)$$

Геометрическая форма магнитных силовых линий для функции (12) показана на рис. 2а и 2б при положительном и отрицательном значении параметра  $b$ .

Распределение добавки  $R(x, y)$  к фоновому значению газового давления в волокне  $P_{\text{ex}}$  для функции (12) представлено на рис. 3 в единицах  $B_0^2 (8\pi)^{-1}$ . На рис. 4 дано распределение добавки к плотности в единицах  $B_0^2 k (8\pi g)^{-1}$ .

Как видно из рисунков, в окрестности плотного и холодного волокна имеется депрессия с пониженным давлением и плотностью, то есть волокно окружает некоторая оболочка пониженной яркости, каверна (cavity), которая становится все менее заметной при уменьшении параметра  $n$ .

Если волокно располагается достаточно высоко в короне, где давление и плотность внешней среды малы по сравнению с магнитными добавками, то температуру в центральной части на оси волокна можно оценить по отношению максимальных значений добавок  $D_{\text{max}}$  и  $R_{\text{max}}$  с учетом тех единиц, в которых они выражены:

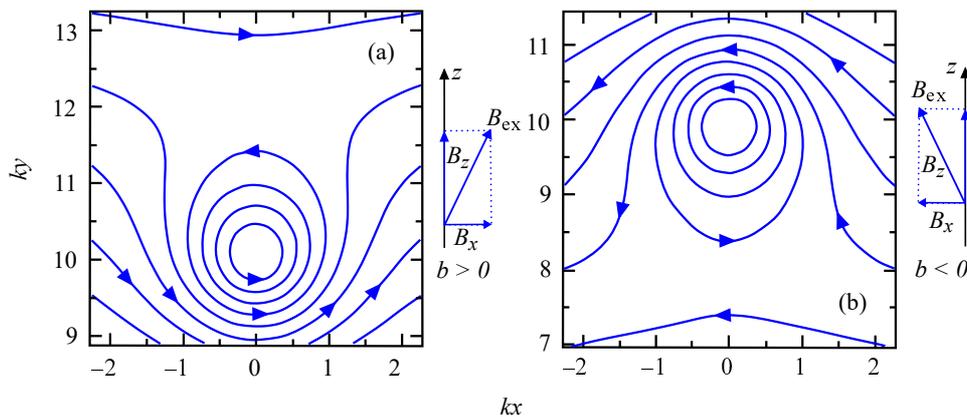
$$\begin{aligned} T(0, y_0) &= \frac{R_{\text{max}} \mu g}{D_{\text{max}} R k} = \frac{0.33 \times 1.2 \times 2.74 \times 10^4}{0.66 \times 8.3 \times 10^7 k} \\ &= \frac{2 \times 10^{-4}}{k} \text{ К}. \end{aligned} \quad (14)$$

Если принять  $k = (2 \times 10^7 \text{ см})^{-1}$ , то получим  $T = 4000 \text{ К}$ ; если взять  $k = (10^8 \text{ см})^{-1}$ , то  $T = 20000 \text{ К}$ . Важно отметить, что отношение (14) не содержит магнитного поля, а полученные оценки температуры в наиболее холодной центральной части протуберанца зависят только от масштабного параметра  $k$ , соответствующего тонкой волокнистой структуре с поперечником отдельных волокон в теле протуберанца в несколько сотен километров, и хорошо укладываются в тот интервал минимальных температур, который дают современные наблюдательные данные (Park et al., 2013).

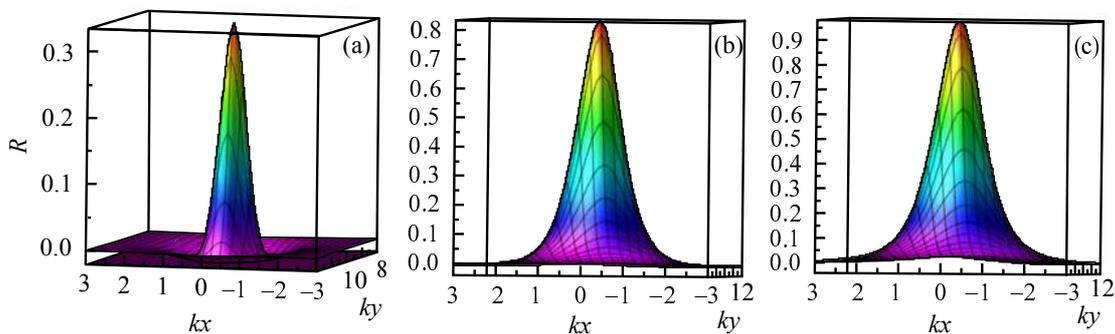
Значения плотности плазмы на оси волокна, согласно (10), зависят от магнитного поля:

$$\rho(0, y_0) = \rho_{\text{ex}}(y_0) + \frac{B_0^2 k}{8\pi g} D_{\text{max}}. \quad (15)$$

Если положить  $B_0 = 10 \text{ Гс}$ , то, учитывая, что  $D_{\text{max}} = 0.66$  (согласно рис. 4), получим:  $\rho(x, y_0) = \rho_{\text{ex}}(y_0) + 0.96 \times 10^{-4} k \text{ г см}^{-3}$ . Если  $k = \frac{1}{3 \times 10^7} \text{ см}^{-1}$ , то добавка к плотности составит  $3.3 \times 10^{-12} \text{ г см}^{-3}$ , что соответствует концентрации частиц около  $n = 1.65 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$ , то есть очень плотному корональному волокну. При



**Рис. 2.** Панель (а): магнитная структура волокна в поперечном разрезе при  $n = 1, b = 0.075, z_0 = 10$ . На вставке справа показано направление внешнего поля. Панель (б): поперечный разрез магнитного волокна при  $n = 1, b = -0.075, z_0 = 10$ . На вставке справа — направление внешнего поля по отношению к оси волокна.



**Рис. 3.** Панель (а): добавка к давлению  $R$  при  $n = 1$ . От  $b$  она не зависит, поскольку в (11) стоит вторая производная по высоте. Отрицательные значения  $R$  на краях волокна при  $kr = 1$  достигают  $0.023$  по модулю. При  $kr > 3$  они стремятся к нулю. Панель (б): добавка к давлению  $R$ , обусловленная магнитным полем, при  $n = 0.1$ . Отрицательные значения возникают после  $kr = 2.25$ , достигают величины  $-0.0042$  при  $kr = 3.15$  и приближаются к нулю при  $kr > 15$ . Панель (с): та же добавка  $R$  при  $n = 0.01$ . Отрицательные значения  $R$  здесь очень малы, они возникают после  $kr = 3.5$ , достигают величины  $-8.7 \times 10^{-6}$  при  $kr = 8$ , стремятся к нулю при  $kr > 80$ .

$k = \frac{1}{3 \times 10^8} \text{ см}^{-1}$  добавка к плотности на оси будет равна  $3.3 \times 10^{-13} \text{ г см}^{-3}$ , а концентрация частиц составит  $1.65 \times 10^{11} \text{ см}^{-3}$ .

Далее заметим, что наличие отрицательных значений добавок  $R$  и  $D$  по краям волокна ограничивает выбор высот его расположения в разреженной солнечной короне. Для исключения отрицательных значений плотности и давления, очевидно, необходимо выполнение условий:

$$\begin{aligned} \rho_{\text{ex}}(y_0) + \frac{B_0^2 k}{8\pi g} D_{\text{min}} &\geq 0, \\ P_{\text{ex}}(y_0) + \frac{B_0^2}{8\pi} R_{\text{min}} &\geq 0. \end{aligned} \quad (16)$$

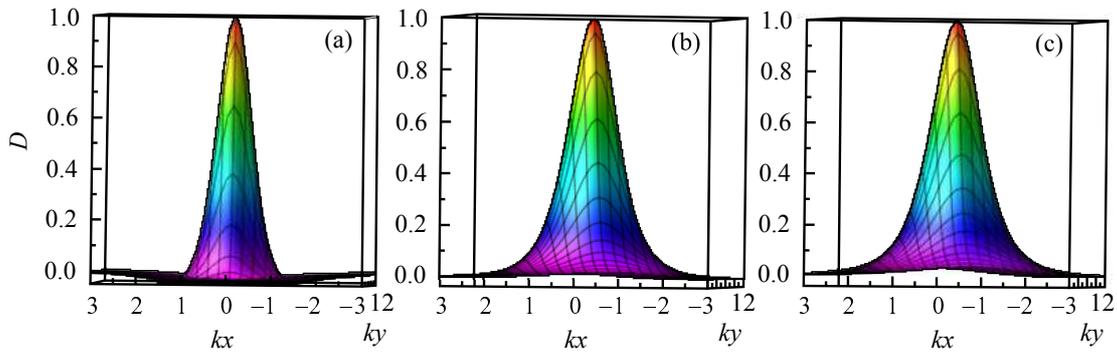
Согласно модели солнечной атмосферы (Avrett and Loeser, 2008), плотность газа в короне на высоте около 5 Мм составляет  $\rho_5 = 10^{-15} \text{ г см}^{-3}$  (давление  $P_{\text{ex},5} = 0.1 \text{ дин см}^{-2}$ ), на высоте около 10 Мм имеем  $\rho_{10} = 5 \times 10^{-16} \text{ г см}^{-3}$  ( $P_{\text{ex},10} = 0.08 \text{ дин см}^{-2}$ ),

а на высоте 50 Мм плотность газа примерно  $\rho_{\text{ex},50} = 2 \times 10^{-16} \text{ г см}^{-3}$  ( $P_{\text{ex},50} = 0.04 \text{ дин см}^{-2}$ ).

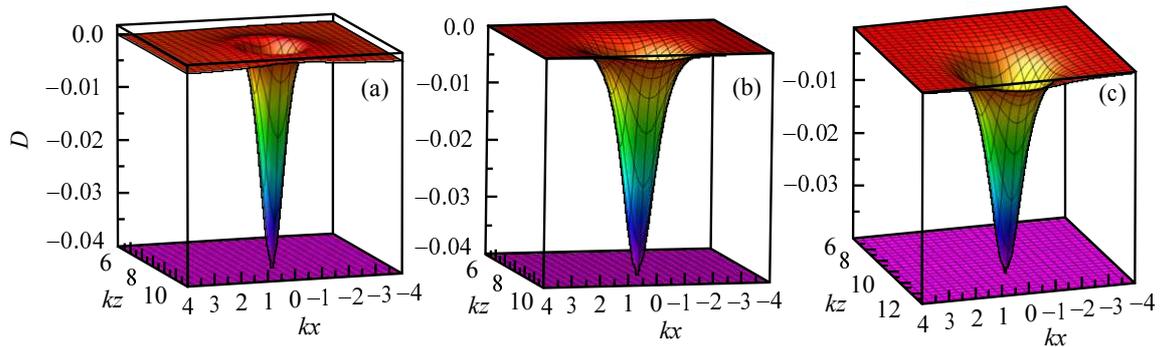
Сопоставляя указанные корональные величины с минимальными (отрицательными) значениями добавок, приведенных в подписях к рис. 3 и 4, мы убеждаемся, что только волокна с достаточно малым показателем  $n \leq 0.01$ , будучи окружены относительно слабой разреженной полостью (каверной), могут быть уравновешены на больших высотах (порядка нескольких десятков Мм).

#### 4. РОЛЬ СЛАБОГО ПОПЕРЕЧНОГО ПОЛЯ

В формуле (12) для потоковой функции поперечное магнитное поле задавалось линейным по  $y$  членом  $-B_0 b y$ . На распределение давления в волокне он не влияет, поскольку в (11) стоит вторая производная по  $y$ , а вот на распределении плотности сказывается напрямую, так что при смене знака  $b$  магнитная добавка также меняет знак благодаря



**Рис. 4.** Панель (а): добавка к плотности при  $n = 1$  и  $b = 0.17$ . Отрицательные значения на краях достигают 0.03 по модулю. Панель (б): добавка к плотности при  $n = 0.1, b = 0.17$ . Отрицательные значения достигают величины  $-0.0011$  при  $kr = 4.5$  и при  $kr = 30$  плавно приближаются к нулю. Панель (с): та же добавка  $D$  при  $n = 0.01, b = 0.17$ . Здесь отрицательные значения  $D$  достигают минимальной величины  $-1.550 \times 10^{-5}$  при  $kr = 14.2$ .



**Рис. 5.** Отрицательные добавки к плотности при  $n = 1, b = -0.01$  (а),  $n = 0.1, b = -0.01$  (б),  $n = 0.01, b = -0.01$  (с).

второму члену в квадратной скобке формулы (10) (рис. 5а–с).

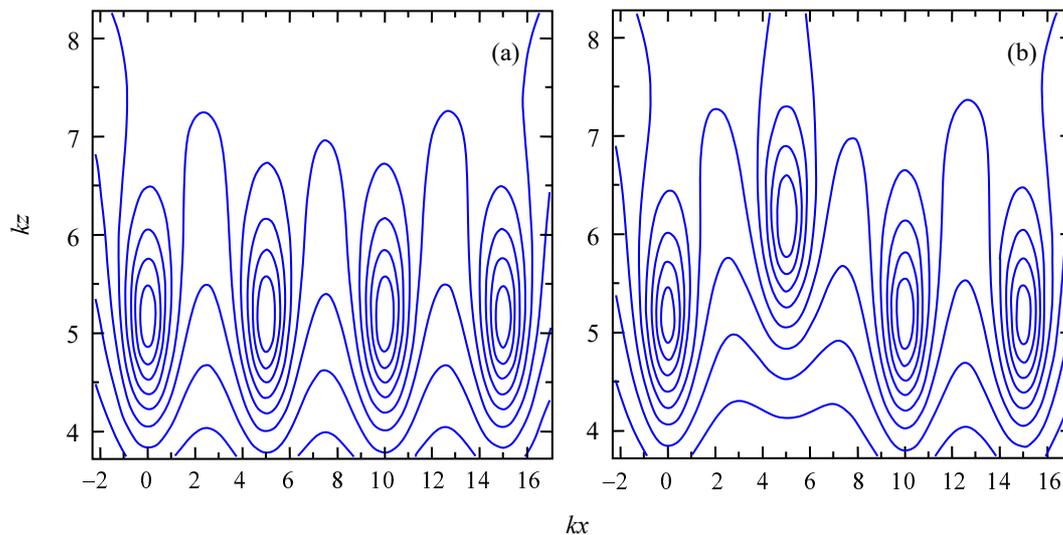
Как видим, даже очень небольшие по модулю значения отрицательного поперечного поля  $B_x$  могут привести к тому, что на оси волокна, лежащего на небольших высотах, плотность плазмы резко уменьшится и станет приближаться к нулю. Такое развитие событий означает возникновение дефицита носителей заряда на оси скрученного магнитного волокна и по мере приближения токовой (дрейфовой) скорости к скорости ионного звука может служить предпосылкой для развития кинетической плазменной турбулентности. Эти процессы рассмотрены нами в работе Solov'ev (2022), здесь мы их касаться не станем.

Чем может быть вызвана смена знака поперечного поля? Согласно схеме рис. 2, эта смена обусловлена изменением взаимной ориентации оси волокна и внешнего поля. Такое изменение, очевидно, может быть вызвано сдвиговыми (шировыми) движениями плазмы на фотосфере. Сдвиговые движения могут изменять как положение центральной оси самого волокна, так и ориентацию внешнего поперечного поля. Принимая во внимание такой механизм перестройки внутренней структуры магнитного жгута, сдвиговые движения фотосферной

плазмы можно рассматривать как один из возможных предвестников вспышечной активности.

### 5. НАБЛЮДАЕТСЯ ЛИ «ТЕРМИЧЕСКАЯ КОНВЕКЦИЯ» В ТЕЛЕ ПРОТУБЕРАНЦА

В статье Berger et al. (2011) и ряде других публикаций на ту же тему сообщалось о вертикальных движениях больших сгустков горячего газа с температурой  $T = (2.5-12) \times 10^5$  К (ниже для численных оценок будем брать  $T = 5 \times 10^5$  К) в корональных протуберанцах, имеющих температуру значительно более низкую, со скоростями  $15-23 \text{ km s}^{-1}$ , и высказывалась идея о наличии в протуберанцах термической конвекции в противовес магнитостатическим моделям удержания плотной плазмы в достаточно сильном магнитном поле. Возникновение конвекции предполагает, что плотность энергии турбулентных пульсаций оказывается сравнима с плотностью магнитной энергии:  $0.5\rho V_{\text{turb}}^2 = B^2(8\pi)^{-1}$  или, что то же самое,  $V_{\text{turb}} = V_{\text{Alfven}} = B(4\pi\rho)^{-1/2}$ . Однако при плотности плазмы  $\rho \approx 10^{-15} \text{ г cm}^{-3}$ , о которой сообщалось в работе Berger et al. (2011), альфеновская скорость при напряженности поля всего в 10 Гс превысит  $1000 \text{ km s}^{-1}$ , что на два порядка выше наблюдаемой



**Рис. 6.** Панель (а): поперечный разрез волокна, имеющего тонкую магнитную структуру в виде отдельных волоконце-жгутов и погруженного в слабое поперечное поле. Панель (б): вытеснение и подъем одного из скрученных магнитных волоконцев в теле протуберанца вследствие его перегрева.

величины. К тому же развитие термической конвекции полностью уничтожит регулярную структуру магнитного поля. Удержание более плотной, чем в окружающей короне, массы газа на больших высотах станет невозможным — весь этот тяжелый газ быстро рухнет на фотосферу и распределение плотности по высоте приблизится к гидростатическому.

На наш взгляд, более естественным объяснением наблюдавшихся перемещений горячих пузырей внутри тела протуберанца является предположение о том, что тут имеют место вертикальные перемещения отдельных магнитных волоконцев, составляющих тело протуберанца, его тонкую структуру, которые вызваны перегревом одного из этих элементов. Сравним грубо, по порядку величины, инерционный член в уравнении движения,  $\rho(V \nabla)V$ , градиент газового давления и силу тяжести, заменив производные на отношение  $1/L$ , где  $L$  — характерный вертикальный масштаб (примем  $L = 2 \times 10^9$  см):

$$V^2 \approx \frac{RT}{\mu} - gL = \frac{8.3 \times 10^7 \times 5 \times 10^5}{0.6} - 2.74 \times 10^4 \times 2 \times 10^9 \approx 14 \times 10^{12} \text{ см}^2 \text{ с}^{-2}.$$

Тогда для скорости вертикального перемещения нагретого пузыря получим  $V \approx 37 \text{ km s}^{-1}$ . Это несколько выше тех значений, что даны в работе Berger et al. (2011), но если учесть, что движение этого волоконца происходит не в пустом пространстве, а в тесном контакте с соседними элементами, что несомненно будет сильно тормозить перемещение волокна (рис. 6), то полученная оценка представляется вполне подходящей.

## 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В представленной модели магнитное волоконце-протуберанец имеет тонкую волокнистую структуру, представляя собой совокупность отдельных скрученных магнитных жгутов с экранированным электрическим током (радиус поперечного сечения каждого из волоконцев от 200 до 1000 км), погруженных в относительно слабое внешнее магнитное поле, имеющее поперечный к оси волокна компонент. Термодинамические параметры волоконца в состоянии равновесия определяются его внутренним магнитным и внешним поперечным полем. Каждое волокно окружено областью пониженной плотности и давления (cavity). Температура на оси таких магнитных волоконцев варьирует в пределах от 4000 до 20 000 К, концентрация частиц составляет  $n \approx 10^{10} - 10^{12} \text{ см}^{-3}$ , что соответствует наблюдательным данным. Внешнее поперечное поле оказывает сильное влияние на внутреннее строение волокон. Широкие (сдвиговые) движения на фотосфере могут изменить взаимную ориентацию оси волокна и внешнего магнитного поля и привести к резкому понижению плотности на оси волокна, тем самым приблизив его к предвспышечному состоянию. Термическая конвекция в волокне невозможна. Наблюдаемые перемещения горячих пузырей в теле волокна, по-видимому, связаны с вертикальными движениями отдельных перегретых магнитных волоконцев.

## ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа финансировалась за счет бюджета учреждения. Никаких дополнительных грантов на проведение и руководство данным исследованием получено не было.

## КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Автор заявляет об отсутствии конфликта интересов.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. U. Anzer, *Solar Physics* **130** (1–2), 403 (1990). DOI:10.1007/BF00156803
2. E. H. Avrett and R. Loeser, *Astrophys. J. Suppl.* **175** (1), 229 (2008). DOI:10.1086/523671
3. T. Berger, P. Testa, A. Hillier, et al., *Nature* **472** (7342), 197 (2011). DOI:10.1038/nature09925
4. O. A. Korolkova and A. A. Solov'ev, *Geomagnetism and Aeronomy* **57** (8), 1018 (2017). DOI:10.1134/S0016793217080138
5. O. A. Korolkova and A. A. Solov'ev, *Astrophysics* **63** (2), 274 (2020). DOI:10.1007/s10511-020-09632-5
6. M. Kuperus and M. A. Raadu, *Astron. and Astrophys.* **31**, 189 (1974).
7. M. Kuperus and E. Tandberg-Hanssen, *Solar Physics* **2** (1), 39 (1967). DOI:10.1007/BF00155891
8. I. Lerche and B. C. Low, *Solar Physics* **66** (2), 285 (1980a). DOI:10.1007/BF00150586
9. I. Lerche and B. C. Low, *Solar Physics* **67** (2), 229 (1980b). DOI:10.1007/BF00149804
10. B. C. Low, *Astrophys. J.* **198**, 211 (1975a). DOI:10.1086/153594
11. B. C. Low, *Astrophys. J.* **197**, 251 (1975b). DOI:10.1086/153508
12. B. C. Low and M. Zhang, *Astrophys. J.* **609** (2), 1098 (2004). DOI:10.1086/421256
13. M. Luna and J. Karpen, *Astrophys. J.* **750** (1), article id. L1 (2012). DOI:10.1088/2041-8205/750/1/L1
14. R. Oliver, *Space Science Reviews* **149** (1–4), 175 (2009). DOI:10.1007/s11214-009-9527-4
15. R. Oliver and J. L. Ballester, *Solar Physics* **206** (1), 45 (2002). DOI:10.1023/A:1014915428440
16. H. Park, J. Chae, D. Song, et al., *Solar Physics* **288** (1), 105 (2013). DOI:10.1007/s11207-013-0271-2
17. E. R. Priest, *Geophysics and Astrophysics Monographs* (D. Reidel Publishing Company, Dordrecht, 1982).
18. V. Ruždjak and E. Tandberg-Hanssen, *Proc. IAU Coll. No. 117*, Ed. by V. Ruždjak and E. Tandberg-Hanssen (Springer-Verlag, Berlin, 1990).
19. A. A. Solov'ev, *Astronomy Reports* **54** (1), 86 (2010). DOI:10.1134/S1063772910010099
20. A. A. Solov'ev, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **515** (4), 4981 (2022). DOI:10.1093/mnras/stac1818
21. A. A. Solov'ev and E. A. Kirichek, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **482** (4), 5290 (2019). DOI:10.1093/mnras/sty3050
22. A. A. Solov'ev and E. A. Kirichek, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **505** (3), 4406 (2021). DOI:10.1093/mnras/stab1565
23. A. A. Solov'ev, O. A. Korolkova, and E. A. Kirichek, *Geomagnetism and Aeronomy* **56** (8), 1090 (2016). DOI:10.1134/S0016793216080193
24. J. Terradas, R. Molowny-Horas, E. Wiehr, et al., *Astron. and Astrophys.* **393**, 637 (2002). DOI:10.1051/0004-6361:20020967
25. J. Terradas, R. Soler, M. Luna, et al., *Astrophys. J.* **820** (2), article id. 125 (2016). DOI:10.3847/0004-637X/820/2/125

## Dense and Cold Filaments in the Solar Corona

A. A. Solov'ev<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Central (Pulkovo) Astronomical Observatory, Russian Academy of Sciences, St. Petersburg, 196140 Russia

The structure of a solar coronal filament with plasma parameters typical for quiescent solar prominences (particle concentration  $10^{10}$ – $10^{12}$  cm<sup>-3</sup> and temperature in the coldest part ranging from 4000 to 20 000 K), located horizontally in the corona at heights of several tens of thousands of kilometers has been calculated. The filament is considered as the upper part of a slightly curved twisted magnetic loop, the legs of which are anchored in the photosphere. The magnetic field of the filament is helical (twisted). To maintain transverse equilibrium, an external longitudinal field is necessary. There is also a weak transverse magnetic field, which has a significant effect on the distribution of pressure and gas density in the filament. A characteristic feature of the model, reproduced theoretically for the first time, is the presence of a rarefaction (cavity) outside the filament. The fine filamentary structure of the prominence, consisting of dense and cold fibrils immersed in a weak uniform horizontal magnetic field, has been modeled. It is shown that the observed vertical movements of plasma elements in the prominence, usually interpreted as manifestations of “thermal convection” in its body, can be due to vertical mechanical displacements of individual magnetic fibrils that make up the body of the prominence. Shear (slip) plasma movements on the photosphere can change the sign of the weak transverse field and thus reduce the plasma density on the filament axis, i.e., bring the density of the electric current on its axis closer to the critical value at which the drift velocity of electrons equals the ion sound speed.

Keywords: *methods: numerical—Sun: filaments, prominences*